水滴の急加速分裂に関する研究*

池 上 剛 二** ・ 吉 原 善一郎***
仙 波 泰 彦*** ・ 久 保 利 介****

Breakup of Suddenly Accelerating Water Droplets

By Goji Ikegami, Zenichiro Yoshihara, Yasuhiko Senba, Toshiyuki Kubo

Breakup of water droplets is influenced considerably by the velocity distribution of gas flow. The experiment was conducted using high speed cameras and simple shaped nozzle plate edges, from where water droplets are separated, suddenly accelerated and broken up by diffusing high speed air flow. It is presented in this paper that a) the effects of velocity of air flow on water droplets' diameter, and on breakup distance from the plate edge, b) the acceleration states of water droplets, and c) Weber number at the breakup points. Droplets have two types of breakup process, and Weber number takes rather wide range and larger values than that in the parallel and uniform flow.

概 要

水滴の分裂は気流の速度分布によって強く影響を受ける。本研究はモデル化したノズル板の端から高速気流によって水滴が離脱、急加速および分裂する状態を高速度カメラによって調べたものであり、次の内容について考察している。a) 発生水滴径および分裂までの距離の気流速度による影響、b) 水滴の加速の状態、およびc) 分裂開始時のウェーバ数。ここで、水滴の変形から分裂までの過程には2つの形態がみられ、分裂開始時のウェーバ数は一様な平行気流中のものよりも広範囲に分布し、また比較的大きな値を示している。

1. ま え が き

気体中での落下液滴ののように、気流と液滴の相対速度が徐々に増加する場合と、液滴が一定速度の気流中に放出され、相対速度が急に増加して加速される場合とでは分裂の状態が異なることが知られている¹⁾。従来までに行われてきた気流中での水滴分裂の研究は、流速分布の一様な平行気流中でのものが主であり、それについての整理も行われている^{2),3)}。しかし、ノズル出口端のように気流の速度分布が一様ではなく、拡散気流中にノズル

端から離脱・放出された水滴が急加速して分裂するものを扱った研究は比較的少ない⁴⁾。このような状態における水滴の分裂条件を調べることは、例えば湿り蒸気域で作動するタービン段落における水滴によるブレードの浸食や性能低下との関係を知るうえにも必要である。本研究はノズル板の出口端形状をモデル化し、出口端形状と気流速度などの条件を変化させ、気流中での水滴挙動および分裂過程を高速度撮影により調べたものである。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概要を図1に示す。空気圧縮機1から送られてきた空気は空気タンク2で除湿された後、減圧弁3で流量が調節される。つぎに流速設定用オリフィス4を経て入口空気タンク5からテストセクション6に至り、最後に大気中に放出される。テストセクション出口にお

図1 実験装置の概要

*原稿受付 平成2年9月17日

平成2年春季学術講演(平成2年5月17日)

**正会員 日本鋼管(株)(津市雲出鋼管町1)

***正会員 航海訓練所(東京都千代田区霞ヶ関2-1-3)

****正会員 東京商船大学(東京都江東区越中島2-1-6)

ける気流の速度分布はピトー管7によって測定される。一方、水はフィルタ8を通して不純物を取り除かれ、流量計9を経てテストセクションに送られる。そして、内管を通して中央部に開けられたスリットからモデル板片側の表面を流下する。

テストセクションの構造を図2に示す。テストセクション上部から流入した空気はモデル板①の両側に設けられた2つの平行なノズル流路②を通して下部から噴出される。一方、水はモデル板内部の細管から内部ポケットにいったん流れ落ちた後、スリット③からモデル板片面に流れ出る。そして、気流にさらされながら流下し出口端から落下する。モデル化したノズル出口端形状(モデル板出口端の形状)を図3に示す。先端が平面になっているF (flat) 型、半径5mmの丸みを持たせたR (round) および先端を45°の角度に尖らせたT (triangle)

図2 テストセクションの構造

図3 モデル板出口端の形状

型の3種類とした。気流速度はモデル板をはさんだ2つの平行ノズルの出口端において最高速度がほぼ10, 20, 30, 40 および 50 m/s となるように調整した。そして、最初に各気流条件について水を流さない状態で流速分布を計測した。その後水を流して水滴をモデル板出口端から落下させ、水滴の挙動を写真撮影した。撮影には2台の高速ドラムカメラを用い、前方向および横方向からそれぞれ撮影した。ここで、ストロボ発光周波数を200 Hzとした。水量は20~90 ml/minとした。なお、この流量範囲では水量による空気流速の変化はほとんどみられなかった。

3. 実験結果

テストセクション流出部の計測座標は図4に示すように、水の流下する出口面のノズル壁内側を基準とし、流れに直角断面をx, y方向、および流れ方向をL方向とした。ここで、基準点はy方向の中心点にあたる。

1). 空気流速分布 図5(a), (b)に出口端形状R型およびT型におけるx方向空気流速分布の変化をそれぞれ示す。ノズル出口面 $x = 0 \sim 5$, $15 \sim 20$, $L = 0$ において空気流速は最も高い値を示し、L方向に次第に減少している。図中の U_{80} は空気流速の最高位置を示す。モデル板は $x = 5 \sim 15$ に位置し、 $L = 0$ において負圧が計測されたため、これを負の流速として表示した。ただし、ピトー管を逆向きとした計測は行っていない。なお、y方向における流速分布は、水滴の落下する範囲においてはほとんど一定の値を示す。

図4 流出部の計測座標

図 5(a) X方向空気流速分布 (R型 $U_{ao}=30\text{m/s}$)

図 5(b) X方向空気流速分布 (T型 $U_{ao}=50\text{m/s}$)

図 6(a), (b)および(c)はx方向の中心付近 $x = 8 \sim 12$ におけるL方向空気流速分布の平均値を各型について示したものである。水滴は主にこの付近で成長し落下している。各型とも出口部において負圧を示し、気流速度が高くなるにつれ負圧が大きくなっている。この部分では出口端付近での気流の巻込みによる乱れの存在が考えられ

る。R型およびT型は傾向が類似し出口端からL方向に徐々に流速が上昇し、40 mmを過ぎてはほぼ一定の値となる。しかし、F型では $L=20\text{mm}$ ぐらまでは流速は低く、そこを過ぎてから急速に上昇してしだいに一定の値になる。このことから先端が薄くなっている形状のものほど流れの不安定な負圧領域の距離が短いといえる。

2). 水滴の分裂過程 水滴分裂の代表的な写真を図 7(a), (b), (c)に示す。いずれもx方向から撮影したもので、(a)は分裂までの一連のもの、(b), (c)は分裂近くのものを示す。x方向およびy方向からの写真撮影から水滴の初期形状は、空気流速が比較的低い範囲において、ほぼ球形に近い値が得られた。空気流速 $U_{ao}=10\text{m/s}$ では水滴は分裂することなく落下してゆく。 $U_{ao}=20\text{m/s}$ では(a)に示したように、水滴は途中で水平方向に偏平な形状になり、その後膨らんで分裂する。しかし、 $U_{ao}=30\text{m/s}$ ぐらから水滴はいったん偏平な球状になりかかるが、(b)に示したように、その後L方向に細長く変形するようになり水滴の下部先端から分裂が始まる。 U_{ao}

図 6 L方向空気流速分布 ($X = 8 \sim 12$ の平均値)

図7 水滴分裂の写真例

$=40, 50 \text{ m/s}$ では水滴は出口端から離脱すると同時にL方向に全体に細長く伸び、(c)に示したように引きちぎられるように分裂してゆく。ただし、(b)、(c)はT型におけるものであり、(a)のF型とは形状が異なり、この形状の影響も含まれている。

水滴の離脱： モデル板を流下してきた水は出口端から水滴となって離れ落ちるとき、根本の部分が細長く伸びてから離脱する。そのL方向位置（初期位置）と気流速度との関係を図8に示す。水滴の離脱位置 L_o は気流速度 U_{ao} が高くなるにつれしだいに小さくなる傾向を示している。ここで、T型が全体に小さい値をとる。

水滴直径： モデル板を流れる水量は発生する水滴の直径にはほとんど影響をせず、主として発生頻度に影響している。そこで撮影しやすい水量 20 ml/min について主に調べた。図9は水滴直径の気流速度による変化を示したものである。ここで、水滴直径 d_d は水滴離脱時の初期値 L_o における平均値を示している。気流速度 U_{ao} が増加するにつれて水滴直径はしだいに小さくなる傾向を示す。ここで、F型は比較滴直径が大きく、R型、T型の順で小さくなっている。

水滴加速度： 写真のコマ間の水滴の移動距離をストロボの閃光時間で割った平均速度をその中間位置での水滴速度とし、その時間変化から求めた加速度の一例を図10に示す。図から明らかなように水滴の分裂していない

図8 水滴離脱位置と気流速度との関係

図9 水滴直径の気流速度による変化

図10 水滴の加速度および加速係数

い $U_{ao}=10 \text{ m/s}$ では加速度はほぼ一定で等加速度運動に近い。しかし、分裂する $U_{ao}>20 \text{ m/s}$ では加速度は徐々に増加し、その増加割合も気流速度の増加につれしだいに大きな値となる。(図中のKについては4, 1) 参

照)。

分裂距離： 気流速度と水滴が分裂するまでの距離の関係を図11に示す。出口端 $L=0$ から水滴が分裂するまでの距離 $L=L_c$ は気流速度 U_{a0} の増加につれしだいに短くなる傾向を示している。そして、F、R、T型の順で分裂距離が短くなっている。R型、T型では図6から明らかなように、出口端部で負圧を示す不安定な領域がF型よりも小さく、水滴が早く高速気流にさらされる。

分裂後の水滴径および個数： 1個の水滴が分裂した後微細水滴群となったときの個数とその直径の分布例を図12に示す。分裂後の水滴径は小さい径から比較的大き

い径まで広範囲に分布するが、その個数は径の小さい方に多く分布する傾向がある。そして、気流速度が増加するにつれ水滴径の分布範囲がせばまり、図に示すように小さい径の個数がより多く分布するようになる。

4. 水滴の分裂過程の考察

1). 水滴の加速 加速している水滴に作用する力は気流の抗力 f_d 、気流の圧力勾配による力 f_p 、および重力と浮力 $(f_g - f_b)$ であり、これと水滴運動量の時間的変化すなわち加速力との関係は次式で表わされる。

$$m \frac{dU_d}{dt} = f_d + f_p + (f_g - f_b) \quad \cdots \cdots (1)$$

ここで、 m ：水滴の質量、 U_d ：水滴速度、 t ：時間。水滴に作用する力のうち気流の抗力 f_d が最も大きく、他の力 $f_p + (f_g - f_b)$ はほとんど無視できる値である。気流の抗力は水滴と気流の相対速度 $\Delta U = U_a - U_d$ によるものであり、一般に次式で表わされる。

$$f_d = c_{ds} \rho_a \frac{\Delta U^2}{2} \quad \cdots \cdots (2)$$

ここで、 c_d ：抗力係数、 s ：水滴の断面積、 ρ_a ：空気密度。抗力係数 c_d は一般に水滴に対する気流のレイノルズ数 Re_d の関数として次のように表わされる。

$$c_d = c Re_d^{-n} = c \left(\frac{d_a \Delta U}{\nu_a} \right)^{-n} \quad \cdots \cdots (3)$$

ここで、 c 、 n ：定数、 d_a ：水滴の直径、 ν_a ：空気動粘性係数。 c および n は Re_d の範囲ごとに次の値を近似的にとることが実験的に知られている⁽⁵⁾。

$$\begin{aligned} c &= 24 & n &= 1 & Re < 1 \\ c &= 13 & n &= 2 & 10 > Re > 1 \\ c &= 1.24 & n &= 0.5 & 1000 > Re > 10 \\ c &= 0.48 & n &= 0 & Re > 1000 \end{aligned} \quad \cdots \cdots (4)$$

ただし、式(4)を用いて得られる c_d 値は $Re_d = 1, 10, 1000$ において不連続となるので使用に不便である。水滴がモデル板出口端から離脱した後加速されながら最後に分裂に至る間 Re_d は連続的に広範囲に変化する。そこで、変化途中において任意の1つの Re_d を与え、それに対応する c_d を近似的に次式で表わす。

$$\begin{aligned} c_d &= c'_d Re_d^{-1} \\ c'_d &= f(Re_d) \end{aligned} \quad \cdots \cdots (5)$$

ここで、 c'_d は Re_d の微小変化量と c_d の変化量の比を表わしている。そして、加速の状態では Re_d に比例して変化する値をとる⁽⁶⁾。いま、水滴を近似的に球形とみなすと

$$m \frac{dU_d}{dt} = \frac{1}{6} \pi d_a^3 \rho_a \frac{dU_d}{dt} \quad \cdots \cdots (6)$$

したがって、式(1)～(6)から水滴の運動方程式として次式が得られる。

$$\frac{dU_d}{dt} = \frac{3}{4} \frac{c_d}{d_a} \frac{\rho_a}{\rho_a} \Delta U^2 = \frac{3}{4} \frac{c'_d}{d_a^2} \frac{\mu_a}{\rho_a} \Delta U = K \Delta U \cdots (7)$$

図11 水滴分裂距離と気流速度との関係

図12 分裂後の水滴径および個数

$$K = \frac{3}{4} \frac{c_d'}{d_a^2} \frac{\mu_a}{\rho_a} : \text{水滴の加速係数} \quad \dots\dots(8)$$

ここで, μ_a : 空気の粘性係数, ρ_a : 水滴の密度. μ_a , ρ_a , d_a は加速中はば一定であることから, K 値は近似的に c_d' 値に比例した値をとる. したがって, 水滴の加速係数 K は水滴が気流によって加速されるとき, 気流速度の変化によって水滴に生じる抗力変化を表す係数を意味している. 式(7)および図10から, 加速度 dU_a/dt は気流速度が高く水滴径の小さいものはほど大きくなることがわかる. 実験値を用い式(7)から求めた水滴の加速係数 K を図10の中に示す. 加速度と類似し気流速度が高く水滴径の小さいものはほど大きい値をとるが, 分裂直前に K の値が急に増加する傾向を示している. 気流によって急加速される水滴はその形状も連続的に変化しながら最後に分裂に至る. そして, 分裂直前の形状は図7の写真に示すように複雑な形状となり, その時気流による抗力を強く受けるものと思われる. これら加速の過程は水滴が気流から受ける力の経過を示しており, これが水滴の変形や分裂の形態に影響を与えている.

2). 水滴の変形および分裂 図7の写真に示したように気流速度が比較的低い場合には, 離脱して一度球形になった水滴は途中で x, y 方向に扁平な形状になり, その後膨らんで分裂する. いわゆる bag 型に近い形をとる. しかし, しだいに気流速度が高くなるとモデル板出口端後流の負圧部分とその両側の高速気流の影響を受け, 球形の水滴は L 方向にしだいに長く変形するようになり, 従来整理されているもの^{2,3)}とは異なった新しい分裂過程をとる. これは stripping 型(せん断型)の変形したものと考えられる. これら2つの水滴の変形をモデル化したものを図13(a)および(b)に示す. つぎに, (a)における分裂に至る過程を考察する. 出口端で離脱し球形になった水滴は, 気流による動圧 ΔP によって変形され扁平な形状となる. しかし, 表面張力 σ の作用によってあ

図13 水滴の変形モデル

る平衡が保たれる. したがって次式が成り立つ.

$$\Delta P s d l + \sigma d s = 0 \quad \dots\dots(9)$$

ここで, $s = \pi / 4 \cdot d^2$: 変形水滴の $x \cdot y$ 方向断面積, l : 変形水滴 L 方向長さ. dl および ds は単位時間の変形量を示す.

水滴の容積は変形しても一定であるから

$$s l = V = \frac{1}{6} \pi d_a^3 = \text{一定} \quad \dots\dots(10)$$

式(9)および(10)から次式がそれぞれ得られる.

$$\frac{\Delta p s}{\sigma} = -\frac{ds}{dl} \quad \dots\dots(11)$$

$$\frac{ds}{dl} = -\frac{V}{l^2} = -\frac{s}{l} \quad \dots\dots(12)$$

上式から変形過程における l および s はそれぞれ次式で与えられる.

$$l = \frac{\sigma}{\Delta p} = \frac{2\sigma}{\rho_a \Delta U^2} \quad \dots\dots(13)$$

$$s = \frac{V}{l} = \frac{\rho_a \Delta U^2 V}{2\sigma} \quad \dots\dots(14)$$

したがって, 気流による動圧 ΔP が増加するにつれ, s は大きく, 逆に l は小さくなり扁平な形状となることがわかる. しかし, 実際には動圧のかかる面は平らでなくある曲率を持っている. いま, その平均曲率を R_m とすると, 水滴の分裂条件は次のようになる.

$$\Delta P > \frac{\sigma}{R_m} \quad \dots\dots(15)$$

一般に水滴の分裂条件はウェーバ数 We によって示され, R_m の代りに球形水滴の半径 r_d または直径 d_a が用いられ, 次式で表わされている.

$$We = \frac{\Delta p}{\sigma / r_d} = \frac{1/2 \cdot \rho_a \Delta U^2}{\sigma / r_d}, \frac{\rho_a \Delta U^2 d_a}{\sigma} \quad \dots\dots(16)$$

水滴の表面上で表面張力に起因する圧力 σ / R_m の一番弱い部分は, 図13(a)過程においては曲率半径の大きい横偏平面中央部であり, ここから袋状に膨らみ図7(a)に示したような分裂が始まる.

(b)過程においては表面張力に起因する圧力の一 weakest 部分は縦偏平面中央部となるが, ここは気流による動圧

図14 分裂開始時のウェーバ数 We

の受けにくい部分であり、分裂は図7, (b)(c)に示したように、下流部先端から開始している。このような分裂には出口端後の負圧部における気流の乱れや水滴周辺の気流の速度分布が影響しているものと思われる。図14は分裂開始時のウェーバ数 We を水滴に対する気流のレイノルズ数 Re_d で整理したものである。ただし、水滴が1個の塊と判断できる限界を分裂開始とした。また、相対速度は分裂開始時の値を用いた。 Re_d が比較的小さい範囲で気流速度が低い場合には $We \approx 10$ 近辺にまとまって分布し、一様な平行気流中での値 $We \approx 13$ とかなり近い値を示す。しかし、気流速度が高くなるにつれて分裂開始時のウェーバ数 We はレイノルズ数 Re_d に比例して大きくなり、 $We \approx 25$ ぐらいまで分布するようになる。そして、ウェーバ数と分裂形態との関係も従来整理された一様な平行気流中のもの^{2),3)}とは異なった過程をとる。

3). 湿り蒸気タービンの段落に対する考察 原子力タービンや一般の復水タービンの低圧段における蒸気の膨張は湿り蒸気の領域で行われる。この領域内でしだいに成長した大きな水滴はブレードの浸食や段落効率の低下の原因となっている⁷⁾。この浸食や性能評価には水滴径の推定が必要となる。そのため、実機に近い条件における水滴径の測定から浸食や性能評価の研究がなされている^{7),8),9),10)}。そして、実測から得られた最大水滴径および蒸気の流れ速度分布などから分裂時のウェーバ性を求め、 $We = 20 \sim 24$ が与えられている。タービンのノズル端から離脱する水滴は相対速度が急に増加して加速する場合に相当するが、一様な平行気流中での分裂時のウェーバ数 $We \approx 13$ よりかなり大きい値を示している。このことは本研究における図13の(b)に類似した変形、分裂の過程をとるためであると考えれば説明がつくと思われる。

5. 結 論

1). 発生する水滴の直径は主としてノズル板出口端の気流速度によって決まり、水量にはあまり影響を受けない。そして、気流速度が上昇するにつれ、水滴直径は徐々に小さくなる傾向を示す。

2). 出口端から水滴が分裂するまでの距離は気流速度が大きくなるほど短くなる。ここで、T型のように負圧の領域の小さい出口端形状ではその分裂距離は他のものより短い。

3). 水滴加速度の増加は気流速度が高く水滴の小さい

ものほど大きくなる。そして、加速係数 K は分裂前に急に増加する傾向を示す。

4). 出口端気流速度が比較的低い場合には、水滴は球形から気流に対して直角方向に扁平な形状となり、中央部から膨らんで分裂する(図7(a), 図13(a))。しかし、しだいに高速になり出口端負圧部の流れの影響を強く受けると、水滴はしだいに流れ方向に細長く変形するようになり、従来整理された分裂過程とは異なった過程をとる(図7(b), (c), 図13(b))。

5). 水滴の分裂開始時のウェーバ数 We は水滴の分裂過程によって異なり、気流速度が比較的低く上記前者の分裂過程をとる場合には We と水滴に対する気流のレイノルズ数 Re_d は比較的狭い範囲に分布し、 $We \approx 10$ 近辺の値をとる。そして、一様な平行気流中での値 $We \approx 13$ とかなり近い値を示す。しかし、気流速度が高くなり出口端後流の影響を受けて Re_d が増加し、しだいに上記後者の分裂過程をとるようになると、 We は Re_d に比例して増加し $We \approx 25$ ぐらいまで幅広く分布する。

6). 湿り蒸気タービンの段落で実機に近い状態から得られた分裂時のウェーバ数の最大値 $We = 20 \sim 24$ は上述後者に類似した変形、分裂の過程をとるためであると考えることができる。

本研究をまとめるに当たり、適切な助言をいただいた刑部真弘助教授、実験に協力いただいた今野恭蔵助手および伊東次衛技官に謝意を表す。

文 献

- 1) J. O. Hinze, AIChE Journal Vol. 1 No. 2 p. 289 (1955).
- 2) M. Pilch et al, Int. J Multiphase Flow Vol. 13 No. 6 p. 741 (1984).
- 3) A. Wierzbna et al, Rep. Inst. High Speed Mech. Vol. 53 No. 3 82 (1987).
- 4) 吉田外, 機械学会論文集 52巻 475号 p. 1363 (1986).
- 5) G. Benvenuto et al, Conf. on Gas Borne Particles, Proc. Inst. Mech. Engrs. Paper C 72/81 p. 93 (1981).
- 6) 久保外, 東京商船大学研究報告(自然科学) 35号 p. 25 (1984).
- 7) M. J. Moore et al, Two-phase Steam Flow in Turbines and Separators, Mc Graw-Hill B. C. (1976).
- 8) 角家外, 三菱重工技報 Vol. 22 No. 3 p. 71 (1985).
- 9) 長尾, ターボ機械 Vol. 14 No. 6 p. 13 (1986).
- 10) 荒木外, 機械学会論文集 56巻 527号 p. 2085 (1990).